

24-73



Universidad Nacional Autónoma de México

FACULTAD DE QUIMICA

DETERMINACION DE CAPAS HEMI-REDUCTORAS
EN DIFERENTES FUENTES GAMMA EMISORAS

TRABAJO ESCRITO

Que para obtener el título de
QUIMICO FARMACEUTICO BIOLOGO

presenta

EMMA GEMMA MORAN ARELLANO



EXAMENES PROFESIONALES
FAC. DE QUIMICA



TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

1989



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas Tesis Digitales Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS © PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis está protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

I N D I C E

	Página.
INTRODUCCION.	3
CAPITULO I	
RADIOACTIVIDAD.	
1) Descubrimiento de la radiactividad.	4
2) Radiación emitida por sustancias radiactivas	5
3) Decaimiento radiactivo.	6
CAPITULO II	
INTERACCION DE LAS RADIACIONES Y LA MATERIA.	
1) Ionización específica.	13
2) Interacción de partículas	16
3) Interacción de radiación electromagnética.	24
CAPITULO III	
BLINDAJE.	
1) Blindaje para radiación alfa.	42
2) Blindaje para radiación beta.	42
3) Blindaje para radiación gamma.	44
4) Blindaje para neutrones.	52

CAPITULO IV

PARTE EXPERIMENTAL.

1) Determinación de la capa hemi-reductora para la radiación gamma de:	57
a) Cs ¹³⁷ /Ba ¹³⁷ con absorbedores de Al, Fe, Cu y Pb.	62
b) Mn ⁵⁴ con absorbedores de Fe y Pb.	66
c) Na ²² con absorbedores de Pb y Cu.	68

CONCLUSIONES.	71
---------------	----

BIBLIOGRAFIA.	82
---------------	----

I N T R O D U C C I O N .

Determinación de capas hemi-reductoras en diferentes fuentes gamma-emisoras.- Cuando los rayos gamma pasan a través de la materia, interaccionan con los átomos de ésta. Algunos de los rayos gamma pierden su energía en colisiones (absorción), mientras que otros ceden parte de ella y son dispersados fuera de la trayectoria original. La combinación de esas interacciones da como resultado un decremento de la intensidad, lo cual no sucedería si no estuvieran presentes los materiales absorbedores o de blindaje.

En el estudio del decremento de la intensidad de la radiación gamma por absorción con la materia, es de interés en Seguridad Radiológica, la determinación de la capa hemi-reductora, $X_{\frac{1}{2}}$, el espesor de material que hace decrecer la intensidad de radiación gamma, I_0 , a la mitad de su valor original, $I = I_0/2$.

En este trabajo se determinará experimentalmente la capa hemi-reductora de la emisión gamma de varios radionúclidos con diversos materiales absorbedores. Se calculará la capa hemi-reductora deducida de la ecuación de Lambert, $X_{\frac{1}{2}} = 0.693/\mu$, se comparará su valor obtenido en forma práctica teniendo en cuenta el % de error de cada medición.

CAPITULO I LA RADIATIVIDAD.

1) EL DESCUBRIMIENTO DE LA RADIATIVIDAD.

H. BECQUEREL, en febrero de 1896, fue el protagonista de uno de los descubrimientos más sensacionales de la Humanidad. Trabajando sobre los rayos X, descubiertos un año antes, sospechó que debería de haber una relación entre la fluorescencia que presentaban algunas sales irradiadas con luz solar y la debida a los rayos X. En el interior de un sobre de papel negro, opaco a la luz, Becquerel introdujo una placa fotográfica y colocó encima del sobre algunas láminas de sulfato doble de uranio y potasio, sal cuya fluorescencia había estudiado detalladamente. A continuación, expuso este dispositivo a la acción de la luz solar y, una vez que hubo revelado la placa, pudo observar unas manchas oscuras poco intensas, es decir, que la sal de uranio emitía una radiación capaz de atravesar el sobre e impresionar la placa fotográfica.

Para repetir el experimento, Becquerel preparó idéntico dispositivo, pero al observar que el cielo estaba nublado, lo colocó en un cajón junto con la sal fluorescente. Al cabo de tres días el tiempo permitió una nueva exposición, pero Becquerel substituyó la placa por una nueva, revelando la primera para verificar su calidad. Totalmente sorprendido encontró que la placa presentaba un intenso ennegrecimiento: el uranio emitía espontáneamente una radiación desconocida.

Después de descubrir Becquerel la radiactividad natural, los esposos Curie orientaron sus investigaciones a buscar sustancias radiactivas que no fue

ran de uranio. Entre las sustancias que estudiaron, descubrieron que la pechblenda presentaba una radiación muy superior a la que esperaban encontrar, en función del uranio que contiene. Tratando toneladas de pechblenda lograron concentrar un nuevo elemento radiactivo, que denominaron radio, y más tarde otro, que llamaron polonio (1898). Desde entonces se han descubierto muchos más elementos radiactivos, es decir, sustancias que emiten radiación.

2) RADIACION EMITIDA POR LAS SUSTANCIAS RADIATIVAS.

Al someter la radiación emitida por las sustancias radiactivas a la acción de campos eléctricos y magnéticos se comprueba que existen tres tipos: radiación alfa, radiación beta y radiación gamma. Para distinguir estas tres clases de emisión se recurre al sencillo experimento que se muestra en la figura 1. Se dispone una pequeña cantidad de sal radiactiva (1) en el fondo de un taladro practicado en un bloque de plomo (2), situado en el interior de una cámara en la que se ha practicado el vacío. El material radiactivo emite una radiación que, al someterse a un campo magnético perpendicular al dibujo, se desdobra, impresionando una placa fotográfica (3) colocada a cierta distancia, encima del bloque de plomo. Al revelar la placa se observan tres manchas perfectamente diferenciadas. La radiación desviada hacia la izquierda revela que está constituida por partículas cargadas positivamente, y recibe el nombre de radiación alfa; la radiación desviada hacia la derecha es el resultado de una carga negativa y se debe a la radiación beta, de este signo, y las que no han sufrido desviación alguna, por ser de naturaleza eléctrica neutra, se llaman rayos gamma. Dada la naturaleza corpuscular de las dos primeras radiaciones, en la actualidad se denominan, respectivamente, partículas alfa y

beta.

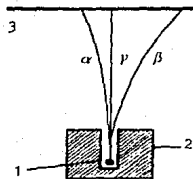


Fig. 1 Trayectorias de las radiaciones emitidas por una sustancia radiactiva.

3) DECAIMIENTO RADIOACTIVO.

En 1903, E. RUTHERFORD y F. SODDY dieron sus hipótesis sobre el fenómeno de la radiactividad, afirmando que es una transformación atómica por la cual un elemento se convierte en otro diferente del sistema periódico, teniendo lugar dicha transformación con una emisión de algunas de las radiaciones o partículas vistas anteriormente.

La radiactividad es un fenómeno enteramente espontáneo y la velocidad con que el material radiactivo se desintegra es una constante que es independiente de las condiciones físicas y químicas del material. Esta constante, que expresa el porcentaje de átomos que se desintegran por unidad de tiempo, recibe el nombre de constante de desintegración, se representa por λ y es una característica de cada nucleido radiactivo. Consideremos que en un instante

Existen en una sustancia radiactiva N átomos. El número medio de átomos dN que se desintegran en un intervalo de tiempo dt , es proporcional a N , es decir:

$$- dN = \lambda \cdot N \cdot dt, \quad (1.1)$$

siendo dN negativo, puesto que el nucleido radiactivo desaparece progresivamente. La ecuación anterior también puede escribirse:

$$\frac{dN}{dt} = - \lambda \cdot N.$$

El término dN/dt suele expresarse en átomos desintegrados por segundo y se denomina actividad. Integrando la ecuación (1.1), resulta:

$$N = N_0 \cdot e^{-\lambda \cdot t} \quad (1.2)$$

donde N_0 representa el número de átomos presentes en la sustancia en el instante $t = 0$.

Como la actividad es proporcional al número de átomos radiactivos existentes en cualquier instante, la relación anterior también puede expresarse por:

$$A = A_0 \cdot e^{-\lambda \cdot t} \quad (1.3)$$

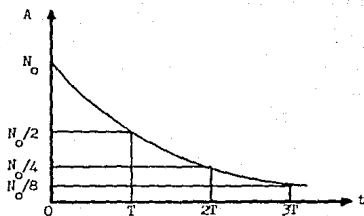


Fig. 2 Desintegración exponencial de una sustancia radiactiva en el tiempo.

3.1 PERIODO DE SEMIDESINTEGRACION.

El periodo de semidesintegración es el tiempo necesario para que se desintegre la mitad de los átomos radiactivos existentes en un instante inicial. Por tanto, al cabo de un periodo se tendrá que $N = N_0/2$, y si designamos el tiempo por T , sustituyendo en la ecuación (1.2), se tiene:

$$\frac{N_0}{2} = N_0 \cdot e^{-\lambda \cdot T}, \quad (1.4)$$

o bien:

$$\frac{1}{2} = e^{-\lambda \cdot T},$$

es decir:

$$-\ln 2 = \lambda \cdot T,$$

y despejando T, tendremos, para el período, la fórmula:

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} \quad \Lambda = \frac{dn}{dt} = -\lambda N \quad (1.5)$$

Representando la actividad en función del tiempo, tendremos la figura 2 que representa la curva de desintegración de un nucleido radiactivo.

Si esta representación se realiza en papel semilogarítmico se obtendrá una recta según indica la figura 3, y representando el tiempo en minutos o días, de acuerdo con el período de desintegración del elemento radiactivo, y la actividad en cuentas por minuto, por ejemplo, se obtiene gráficamente la constante de desintegración, igual a la pendiente de la recta obtenida ($-\lambda$).

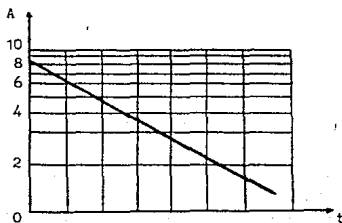


Fig. 3 Forma gráfica para determinar la constante de desintegración.

Si lo que se mide es la mezcla de dos nucleidos activos, representamos gráficamente la actividad en función del tiempo, pudiendo obtener el período

de semidesintegración de cada uno. Cuando la curva que se obtiene pasa a ser una recta, quiere decirse que el componente de menor período ha decaído. Si se extrapola esta recta hasta un valor $t = 0$, se obtiene la gráfica del nucleido de vida más larga. Si la ordenada se sustrae de la de la mezcla, se obtiene la gráfica del otro elemento.

En la tabla I se indican los valores decrecientes de la actividad en función del tiempo transcurrido desde un instante $t = 0$, expresado en periodos. Así, por ejemplo, si en un instante se conoce la actividad de un radionucleido, puede calcularse la actividad residual del mismo al cabo de cierto tiempo a partir del instante considerado; es decir, al cabo de un período se tendrá el 50 por 100 de la actividad inicial; después de dos períodos, el 25 por 100; transcurridos tres períodos, el 12.5 por 100, y así sucesivamente.

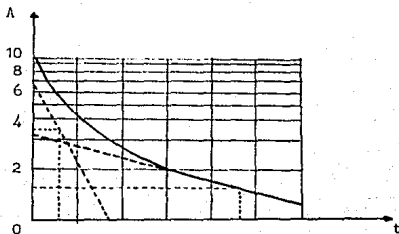


Fig. 4 Método gráfico para hallar los períodos de semidesintegración de una mezcla de dos elementos radiactivos.

TABLA I

Desintegración de cualquier isótopo radiactivo en función del periodo.

t/T	$e^{-\lambda \cdot t}$ (%)	t/T	$e^{-\lambda \cdot t}$ (%)	t/T	$e^{-\lambda \cdot t}$ (%)
0,00	100,00	1,90	26,79	3,80	7,18
0,05	96,59	1,95	25,88	3,85	6,93
0,10	93,30	2,00	25,00	3,90	6,70
0,15	90,13	2,05	24,15	3,95	6,47
0,20	87,05	2,10	23,33	4,00	6,25
0,25	84,09	2,15	22,53	4,20	5,44
0,30	81,32	2,20	21,76	4,40	4,74
0,35	78,46	2,25	21,02	4,60	4,12
0,40	75,79	2,30	20,31	4,80	3,59
0,45	73,20	2,35	19,61	5,00	3,12
0,50	70,71	2,40	18,95	5,20	2,72
0,55	68,30	2,45	18,30	5,40	2,37
0,60	65,97	2,50	17,68	5,60	2,06
0,65	63,73	2,55	17,08	5,80	1,79
0,70	61,56	2,60	16,49	6,00	1,56
0,75	59,46	2,65	15,93	6,20	1,36
0,80	57,44	2,70	15,39	6,40	1,18
0,85	55,48	2,75	14,87	6,60	1,03
0,90	53,59	2,80	14,36	6,80	0,90
0,95	51,76	2,85	13,87	7,00	0,78
1,00	50,00	2,90	13,40	7,20	0,68
1,05	48,29	2,95	12,94	7,40	0,59
1,10	46,65	3,00	12,50	7,60	0,52
1,15	45,02	3,05	12,07	7,80	0,45
1,20	43,53	3,10	11,66	8,00	0,39
1,25	42,05	3,15	11,27	8,20	0,34
1,30	40,61	3,20	10,88	8,40	0,30
1,35	39,23	3,25	10,51	8,60	0,26
1,40	37,89	3,30	10,15	8,80	0,22
1,45	36,60	3,35	9,81	9,00	0,20
1,50	35,36	3,40	9,48	9,20	0,17
1,55	34,10	3,45	9,15	9,40	0,15
1,60	32,99	3,50	8,84	9,60	0,13
1,65	31,37	3,55	8,54	9,80	0,11
1,70	30,78	3,60	8,25	10,00	0,10
1,75	29,73	3,65	7,97	11,00	0,05
1,80	28,72	3,70	7,70	12,00	0,02
1,85	27,34	3,75	7,43	13,00	0,01

t = tiempo transcurrido; T = periodo de semidesintegración.

3.2 VIDA MEDIA.

La vida media es el valor promedio de la vida de los átomos de una especie radiactiva y viene dada por la suma de los tiempos de existencia de cada uno de los átomos, dividida por el número inicial de átomos existentes en la respectiva especie radiactiva.

La vida media es el período de tiempo en que un número N de núcleos radiactivos se reduce a la mitad, o lo que es lo mismo, que la radiactividad de una muestra medida en desintegraciones por unidad de tiempo decae a la mitad.

Así:

$$\frac{N}{N_0} = e^{-\lambda T_{\frac{1}{2}}} = \frac{1}{2}$$

$$\ln \frac{1}{2} = -\lambda T_{\frac{1}{2}}$$

$$-0.693 = -\lambda T_{\frac{1}{2}}$$

$$T_{\frac{1}{2}} = \frac{0.693}{\lambda}$$

CAPITULO II INTERACCION DE LAS RADIACIONES Y LA MATERIA.

INTRODUCCION.

En el presente capítulo vamos a exponer los principales fenómenos de interacción que tienen lugar entre las radiaciones, tanto corpusculares como electromagnéticas, y la materia que encuentran a su paso.

Las radiaciones emitidas por los radionucleidos entran en colisión con los átomos del medio que atraviesan, originando en ellos una serie de modificaciones, a la vez que en ellas se producirán otros efectos que dan lugar, en definitiva, a una variación de energía y a un cambio en sus direcciones de desplazamiento. En cada colisión, la radiación, por una parte, cede energía a la materia y, por otra parte, ésta sufre modificaciones al absorber dicha energía. Las colisiones pueden tener lugar con los núcleos atómicos, o con los electrones orbitales, siendo diferentes en ambos casos los fenómenos derivados de la interacción. Es obvio que las interacciones dependen de la energía y tipo de las radiaciones y de la naturaleza de la materia.

Hay que distinguir entre los fenómenos que producen las partículas alfa y beta y los debidos a la radiación gamma, ya que las primeras se diferencian de los rayos gamma en que tienen masa y carga eléctrica.

1) IONIZACION.

Cuando una partícula cargada atraviesa un medio material cualquiera,

puede entrar en colisión con los electrones atómicos de éste, perdiendo en el choque una parte de su energía. Esta energía la reciben dichos electrones, y si uno de ellos absorbe una cantidad de energía superior a la que le mantiene unido al átomo, saldrá despedido, quedando el átomo con una carga positiva, es decir, convertido en un ion positivo. Este fenómeno recibe el nombre de ionización, y la energía necesaria para que tenga lugar la expulsión de un electrón se llama energía de ionización.

El número de colisiones por unidad de longitud de recorrido de las partículas es tanto mayor cuanto mayor es la densidad del medio material que atraviesan, y, como consecuencia, las partículas van perdiendo energía y quedando frenadas.

En cada ionización se producen, pues, dos iones, el electrón liberado de carga negativa y el átomo de carga positiva. Muchos de los electrones expulsados del átomo tienen energía suficiente para a su vez, producir nuevos pares de iones, es decir, para liberar electrones de otros átomos. A esta nueva ionización se le denomina ionización secundaria. La ionización total que produce una partícula es igual al número total de pares de iones que origina durante su recorrido a través de la materia. Recibe el nombre de ionización específica el número de pares de iones que se producen por la partícula cargada en el medio, por cada centímetro de su recorrido. La cantidad de pares de iones que se forman es proporcional a la energía cinética E de la partícula, o sea:

$$n = \frac{E}{\omega} \quad (2.1)$$

siendo w la energía necesaria para producir un par de iones. Su valor no es constante, sino que varía con la naturaleza y la energía de la partícula, así como con la naturaleza del medio. Actualmente se admite que, en los medios gaseosos, la energía media para producir un par de iones es de unos 35 eV, estando comprendida entre 5 y 10 eV para los medios no gaseosos.

Los rayos alfa tienen un poder de ionización unas cien veces superior al de los rayos beta, que, a su vez, poseen una ionización cien veces más intensa que la radiación gamma, de igual energía. En el caso de las partículas alfa, aproximadamente el 80 por 100 de los pares de iones que producen se debe a la ionización primaria. Para las partículas beta, el 30 por 100 de los pares de iones es de origen primario y el resto es debido a la ionización secundaria. Los rayos gamma, al no poseer carga eléctrica, apenas pueden producir directamente pares de iones, y casi toda su ionización se debe a la ionización secundaria.

1.1 PODER DE FRENADO.

Una magnitud importante en el estudio de la interacción de las partículas cargadas con la materia es el llamado "poder de frenado" que se define como la pérdida de energía experimentada por la partícula por unidad de recorrido en la materia, es decir:

$$F(E) = - \frac{dE}{dx}, \quad (2.2)$$

donde E es la energía de la partícula, expresada en megaelectronvoltios, y x

la unidad de recorrido, expresada en centímetros.

En la práctica se usa generalmente el "poder relativo de frenado" de un medio, que se define como la relación entre el poder de frenado de dicho medio y el del aire.

1.2 EXCITACION

Quando la energía transmitida al electrón de un átomo es insuficiente para que pueda escapar del mismo, el electrón pasará a ocupar un nivel superior de energía pasando a una órbita más alejada del núcleo. Esta transmisión de energía se conoce bajo el nombre de excitación. La energía de excitación es aquella energía necesaria para excitar un determinado nivel de energía de un átomo. El electrón excitado tiende a volver a ocupar su posición primitiva emitiéndose la diferencia de energía entre el estado excitado y el inicial o fundamental en forma de radiación electromagnética.

2) INTERACCION DE LAS PARTICULAS ALFA.

2.1 ALCANCE.

Al atravesar la materia, las partículas alfa pierden paulatinamente su energía por colisiones sucesivas con los electrones de los átomos que se encuentran durante su recorrido. Aunque en estas colisiones las partículas alfa sufren una ligera dispersión (cambio de trayectoria), puede admitirse que su recorrido a través de la materia es prácticamente rectilíneo.

El recorrido después del cual las partículas han perdido toda su energía, es decir, quedan en reposo, se denomina "alcance".

Para un medio determinado y bajo condiciones definidas el alcance o poder de penetración depende de la energía inicial de las partículas, siendo las de menor energía las de más escaso poder de penetración. Todas las partículas alfa de igual energía tienen el mismo alcance en un determinado medio. Si consideramos un emisor de partículas alfa de igual energía situado en un medio material determinado, debido a que las colisiones que sufre cada una de las partículas obedece a leyes estadísticas, los alcances de las diversas partículas varían sólo ligeramente entre sí.

En la tabla II se indican los alcances de las partículas alfa en el aire a condiciones fijas de temperatura y de presión. Como puede deducirse, las partículas alfa son muy poco penetrantes, pudiendo quedar frenadas, o en reposo, por una simple hoja de papel de 0.2 mm de espesor.

TABLA II

Penetración de las partículas alfa en el aire.
(15°C y 760 mm).

	ENERGIA (MeV)	ALCANCE (cm)	ENERGIA (MeV)	ALCANCE (cm)
	1	0.55	6	4.6
	2	1.1	7	5.8
	3	1.7	8	7.2
	4	2.5	9	8.8
	5	3.3	10	10.5

El alcance A en el aire, a 0°C y 760 mm de presión, de partículas alfa comprendidas entre 4 y 10 MeV, puede expresarse por:

$$A = 0.309 E^{3/2}$$

donde:

A = Alcance en cm para partículas alfa atravesando aire.

E = Energía de las partículas alfa en MeV.

El alcance en otros materiales puede ser aproximado por la ecuación:

$$A_M = 0.519 E^{3/2}$$

donde:

A_M = Alcance de las partículas α en cualquier absorbedor, expresado en unidades de espesor másico ($\frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$)

E = Energía de las partículas α en MeV.

2.2 IGONIZACION ALFA.

Las partículas alfa, debido a sus elevadas carga eléctrica y masa, producen una ionización específica muy alta. Toda energía la pierden en un recorrido muy corto y, por tanto, la densidad de los pares de iones producidos es elevada. Sin embargo, la ionización específica no se mantiene constante duran

te el recorrido de las partículas alfa; va aumentando ligeramente a medida que avanza en su trayectoria y alcanza un valor máximo poco antes de finalizar su

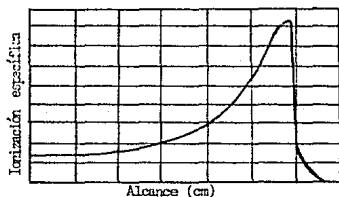


Fig. 5 Ionización específica de las partículas alfa en función de su alcance (curva de Bragg).

recorrido. Esta variación viene expresada gráficamente por la llamada curva de Bragg, que se muestra en la figura 5. Al final de su recorrido, la partícula alfa capta dos electrones y se convierte en un átomo de helio.

Aparte del fenómeno de la ionización, las partículas alfa también producen, en la materia que atraviesan, el de la excitación.

2.3 INTERACCION DE LAS PARTICULAS BETA.

En general, la energía cinética de las partículas beta es menor que la de las partículas alfa, pero debido a la pequeña masa de aquéllas, su velocidad, para una misma energía, es mucho más elevada. Así, por ejemplo, una partícula beta de 2 MeV de energía tiene una velocidad muy próxima a la de la

luz. A causa de su gran velocidad y a su pequeña masa, las partículas beta tienen un poder de penetración mucho mayor que el de las partículas alfa.

Las partículas beta también pierden su energía por las colisiones que sufren con los átomos del medio que atraviesan, y en cada choque experimentan un cambio de trayectoria, o dispersión, que será tanto más frecuente e intenso cuanto más lenta se va haciendo la partícula.

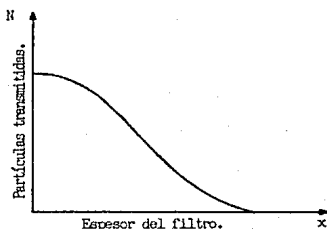


Fig. 6 Curva de absorción para partículas beta.

La penetración máxima, o alcance de las partículas beta, puede determinarse experimentalmente colocando delante de un emisor de partículas beta diferentes materiales y midiendo el número de ellas que atraviesan un determinado espesor x . Como las partículas beta tienen diferentes energías, se detienen o quedan frenadas después de recorrer unas distancias variables en el medio material. En la figura 6 se muestra el número relativo de partículas

que consiguen atravesar distintos espesores de un mismo material. Esta curva recibe el nombre de curva de absorción, y según puede observarse, el alcance de las partículas beta disminuye de forma aproximadamente exponencial en función del recorrido. La absorción, por tanto, puede representarse mediante la expresión:

$$N(x) = N_0 \cdot e^{-\mu \cdot x} \quad (2.5)$$

donde N_0 es el número de partículas transmitidas en ausencia del filtro absorbente, $N(x)$ el número de partículas que han atravesado el espesor x de material absorbente y μ el llamado coeficiente de absorción lineal.

La forma práctica de obtener la curva de absorción consiste en intercalar filtros o láminas de aluminio de diferentes espesores entre la fuente y un detector.

En la tabla III se indican algunos valores para el alcance de las partículas beta en el aire y el aluminio.

2.4 IONIZACION BETA.

Debido a la gran velocidad, a la pequeña masa y a la menor carga de las partículas beta respecto a las partículas alfa, aquéllas producen una ionización específica menor. Al permanecer menos tiempo en la proximidad de un átomo del medio que atraviesan, se producen menos pares de iones por unidad de

TABLA III
Alcance de partículas beta en el aire y en aluminio

Energía (MeV)	Alcance en aire (mm)	Alcance en Aluminio (mm)
0.05	0.029	0.015
0.10	0.10	0.050
0.50	1.20	0.60
1.00	3.06	1.52
1.50	4.98	2.41
2.00	7.10	4.08
2.50	9.10	5.52
3.00	11.00	6.74
4.00	15.00	7.84
5.00	19.00	9.90

longitud recorrida. Al igual que en el caso de las partículas alfa, la ionización específica de las partículas beta alcanza un valor máximo cerca del final de su recorrido por la materia.

2.5 PRODUCCION DE RAYOS X FLUORESCENTES.

Cuando la energía de las partículas beta es suficientemente elevada, puede suceder que penetren en los átomos del medio que atraviesan no interactuando con los electrones externos, como en el fenómeno de la ionización, sino llegando, incluso, a interactuar con sus órbitas electrónicas internas. Cuando una partícula beta entra en colisión con un electrón interno, éste puede salir despedido del átomo. El hueco que este electrón deja en su órbita será ocupado por otro electrón más alejado del núcleo, emitiéndose durante esta transacción un rayo X -sobre lo que hablaremos más adelante- cuya energía será i-

igual a la diferencia de energías entre las dos órbitas de los dos electrones que han participado en este fenómeno. Los rayos X producidos como consecuencia de la interacción mencionada reciben el nombre de rayos X fluorescentes.

2.6 BREMSSTRAHLUNG.

La Bremsstrahlung, o radiación de frenado, es un fenómeno debido a la interacción de las partículas beta con núcleos atómicos. Cuando una partícula beta consigue llegar hasta las proximidades de un núcleo, a causa del campo eléctrico de éste, sufre una desviación en su trayectoria y pierde velocidad. A consecuencia de ello, la partícula pierde energía, emitiendo en forma de radiación electromagnética la diferencia de energías que poseía antes y después del frenado. Esta radiación de frenado es emitida según un espectro continuo que puede variar entre cero y un valor máximo, igual a la energía máxima de la partícula beta incidente.

La Bremsstrahlung puede ser de dos tipos. Uno se debe a la interacción de una partícula beta con un núcleo del medio que atraviesa, y el otro, a la interacción entre una partícula beta y el campo eléctrico del propio núcleo que la emite. La radiación producida en el primer caso se denomina Bremsstrahlung externa, mientras que recibe el nombre de Bremsstrahlung interna la debida al segundo tipo de interacción.

La probabilidad de este fenómeno de interacción aumenta con la energía de las partículas y con el número atómico del medio que atraviesan.

3) INTERACCION DE LOS RAYOS GAMMA.

3.1 EFECTO FOTOELECTRICO.

Este fenómeno se presenta al interaccionar fotones con los electrones de las capas internas de los átomos del medio en que penetran. El efecto fotoeléctrico consiste en que el fotón incidente es absorbido totalmente y toda su energía se transmite a un electrón.

Cuando la energía del fotón incidente ($h\nu$) es mayor que la energía de enlace del electrón (E_e), éste saldrá despedido del átomo que queda ionizado, con una energía cinética.

$$E_c = h\nu - E_e \quad (2.6)$$

Al electrón expulsado se le denomina fotoelectrón. En la figura 7 se muestra esquemáticamente el proceso. En el átomo queda un hueco en la capa donde ha sido expulsado el electrón y, por tanto, el átomo emitirá además un rayo X característico, de una energía igual a E_e .

El efecto fotoeléctrico aumenta con el número atómico del material, por lo que es tanto más probable cuanto más unidos estén los electrones al núcleo, y disminuye al aumentar la energía del fotón.

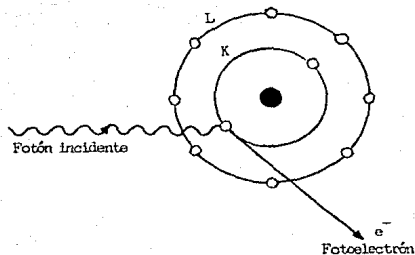


Fig. 7 Representación esquemática del efecto fotoeléctrico.

3.2 EFECTO COMPTON.

Este segundo efecto de interacción entre fotones y electrones se presenta cuando la energía del fotón incidente es grande respecto a la energía de enlace de los electrones.

Este fenómeno, que se representa esquemáticamente en la figura 8, se produce por la interacción de los fotones con electrones externos, alejados del núcleo. El efecto consiste en que el fotón incidente ($h\nu$) cede parte de su energía a un electrón que es expulsado del átomo. Este electrón recibe el nombre de electrón Compton. El fotón, después de provocar la expulsión del electrón, experimenta una dispersión.

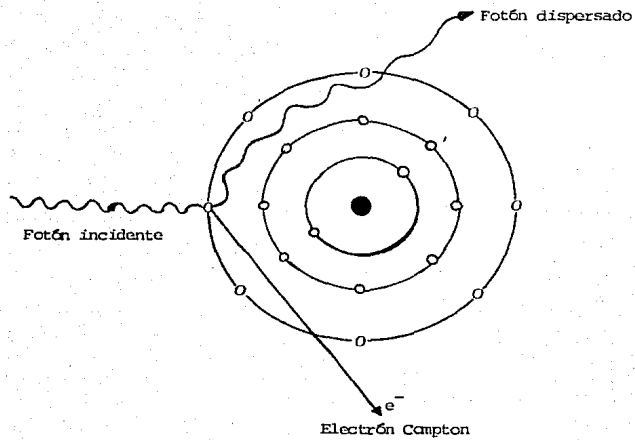


Fig. 8 Representación esquemática del efecto Compton.

La energía con que sale expulsado el electrón será:

$$E = hv - hv' = \Delta hv, \quad (2.7)$$

siendo hv la energía del fotón incidente y hv' la energía del fotón dispersado.

Según la ecuación $E_c = hv - E_{e'}$, al ser menor la frecuencia del fotón dispersado, tendrá una mayor longitud de onda. Si λ es la longitud de onda del fotón antes de la interacción y λ' la longitud de onda del fotón dispersado, se cumplirá:

$$\lambda' - \lambda = \Delta\lambda = \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos \varphi), \quad (2.8)$$

donde m_0 es la masa del electrón en reposo y φ el ángulo que respecto al fotón incidente forma el fotón dispersado.

Vamos a considerar tres casos especiales de la ecuación.

- 1° Si $\varphi = 0$, tendremos que $\cos \varphi = 1$ y $\Delta\lambda = 0$, es decir, un fotón que no sufre dispersión no pierde energía.
- 2° Si $\varphi = 90^\circ$, tendremos que $\cos \varphi = 0$ y $\Delta\lambda = h/m_0 c$.
- 3° Si $\varphi = 180^\circ$, tendremos que $\cos \varphi = -1$ y $\Delta\lambda = 2(h/m_0 c)$; luego, la máxima pérdida de energía que experimenta el fotón incidente tiene lugar cuando el fotón sale dispersado en 180 grados y es cuando el electrón com

ton adquiere su máxima energía cinética.

Debido a que la interacción por efecto Compton tiene lugar con los electrones de capas externas, es independiente del número atómico del medio con el que se produce la interacción.

3.3 PRODUCCION DE PARES.

Así como en los efectos fotoeléctrico y Compton el fotón incidente interacciona con los electrones del átomo, en el fenómeno de la producción de pares la interacción tiene lugar con el núcleo atómico.

El fenómeno representado gráficamente en la figura 9, consiste en que el fotón se convierte en un electrón y en un positrón y se produce, por consiguiente, una transformación de energía en materia. Para la formación de un par se requiere una energía igual a la de ambas partículas en reposo, es decir, $2 \times 0.511 \text{ MeV} = 1.022 \text{ MeV}$. Si la energía del fotón es superior a la indicada, el exceso se distribuye como energía cinética entre las partículas del par creado, cumpliéndose en este caso:

$$E_c = E_c' = h\nu - 2m_0c^2, \quad (2.9)$$

siendo E_c y E_c' las energías cinéticas de ambas partículas.

La probabilidad de este fenómeno, que, según puede apreciarse, es inverso, al del aniquilamiento del positrón, aumenta con la energía de los fotones

y con el número atómico del medio con el que tiene lugar la interacción.

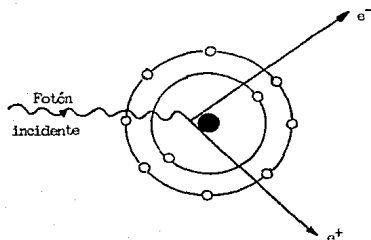


Fig. 9 Representación esquemática de la producción de un par.

3.4 LEY EXPONENCIAL DE ATENUACION.

Si un haz de rayos gamma pasa a través de un material, todo rayo que interacciona con un átomo del mismo, por cualquiera de los tres fenómenos de interacción anteriormente descritos, queda separado del haz, y, por consiguiente, si designamos por I_0 la intensidad del haz que llega al material, por I_x la intensidad del haz después de haber atravesado un espesor de x del material, tendremos:

$$I_x = I_0 \cdot e^{-\mu \cdot x}, \quad (2.10)$$

donde μ es una constante que recibe el nombre de coeficiente de atenuación lineal, que depende de la energía de los fotones y del número atómico del mate-

rial a atravesar, y expresa la probabilidad de interacción de los fotones, pudiendo escribirse:

$$\mu = \mu_E + \mu_C + \mu_P, \quad (2.11)$$

donde μ_E , μ_C y μ_P son los coeficientes de atenuación para la interacción por efecto fotoeléctrico, efecto Compton y producción de pares, respectivamente.

En la figura 10 se muestra gráficamente el paso de los fotones a través de la materia.

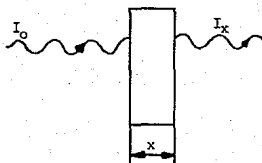


Fig. 10 Atenuación de la radiación gamma al atravesar un medio material.

En la tabla IV se indican algunos valores de μ para plomo y hormigón, en función de la energía de los rayos gamma.

TABLA IV
Valores para el coeficiente de atenuación lineal en hormigón y plomo.

Energía (MeV)	Hormigón $\mu = 2.3 \text{ g/cm}^2$	Plomo $\mu = 11.3 \text{ g/cm}^2$
0.1	0.397	59.99
0.5	0.204	1.64
1.0	0.149	0.776
2.0	0.105	0.518
3.0	0.085	0.477
4.0	0.074	0.476
5.0	0.067	0.483
10.0	0.054	0.570

3.5 ESPESOR DE SEMIRREDUCCION.

Se define al espesor de semirreducción como el espesor de un material que, por absorción y dispersión, reduce la intensidad de un haz de rayos gamma incidente a la mitad de su valor, o sea que ha de cumplirse:

$$I_x = \frac{I_0}{2}, \quad (2.12)$$

y teniendo en cuenta la ecuación 2.10 se tendrá:

$$x_{\frac{1}{2}} = \frac{\ln 2}{\mu} = \frac{0.693}{\mu} \quad (2.13)$$

es decir, que el espesor de semirreducción es inversamente proporcional al coeficiente de atenuación.

3.6 CLASIFICACION DE LAS RADIACIONES.

En el estudio de la radiactividad se identificaron tres tipos de radiación llamados alfa, beta y gamma, de acuerdo con sus poderes crecientes de penetración en la materia. Las dos primeras están formadas por partículas cargadas y la tercera por radiación electromagnética. Además, las radiaciones alfa y gamma son emitidas monoenergéticamente y la radiación beta es emitida con un espectro continuo de energías cinéticas de cero a un valor máximo. De las partículas cargadas conviene hacer notar la gran diferencia entre las masas de los rayos alfa (núcleos de ${}^4_2\text{He}$) y de los rayos beta (electrones). Las diferencias en propiedades de carga, masa, energía, etc., de estas radiaciones, da lugar también a diferencias en sus comportamientos al penetrar en la materia.

Por otra parte, estas radiaciones tienen la propiedad común de producir excitaciones atómicas e ionizaciones en la materia que penetran; esta propiedad la tienen, en general, las partículas cargadas de alta energía como son los protones, núcleos o iones acelerados, y también otros tipos de radiación electromagnética como luz ultravioleta y rayos X.

Para comprender los diferentes comportamientos de las radiaciones ionizantes en su paso a través de la materia, es conveniente distinguir las partículas cargadas pesadas (rayos alfa, protones, núcleos, etc.), las partículas cargadas ligeras (electrones y positrones) y la radiación electromagnética (rayos gamma, rayos X).

Consideremos también, pero por separado, el comportamiento de neutrones.

3.7 ESPECTROS DE ABSORCION.

La naturaleza diferente de estas radiaciones se refleja, desde luego, en sus diferentes poderes de penetración en la materia. Más concretamente, podemos considerar sus correspondientes espectros de absorción o distribución del número N de radiaciones que llegan a atravesar un cierto absorbedor, en función del espesor x del material absorbedor.

a) PARTICULAS CARGADAS PESADAS. ALCANCE.

En el caso de las partículas cargadas pesadas monoenergéticas, como por ejemplo las partículas alfa, todas ellas llegan a atravesar espesores muy delgados, de modo que $N_{\alpha}(x)$ se reduce a cero, así que es posible definir un alcance x (cm) para las partículas alfa en el absorbedor, como el espesor para el cual ocurre la absorción de la mitad del número inicial de partículas, figura 1a.

b) PARTICULAS CARGADAS LIGERAS. ALCANCE MAXIMO.

En el caso de la radiación beta, que son partículas cargadas ligeras, la absorción ocurre incluso para espesores muy delgados, de modo que el espectro correspondiente $N_{\beta}(x)$ es desde un principio una curva con pendiente negativa; esta curva es inicialmente cóncava hacia abajo, después se hace cóncava hacia arriba y para un cierto espesor del absorbedor, $N_{\beta}(x_{\max}) = 0$. A diferencia del

caso de rayos alfa, en el que todas las partículas recorren aproximadamente la misma distancia en el absorbedor y es posible definir un alcance para ellas, en el caso de la radiación beta una cierta proporción de ella es absorbida por completo para cada espesor y sólo es posible definir el alcance máximo x_{max} , figura 1b.

3.8 RADIACION ELECTROMAGNETICA. CAPA HEMI-REDUCTORA.

En el caso de radiación electromagnética, como rayos gamma o rayos X, se observa una ley de absorción exponencial; es decir para un cierto espesor adicional de absorbedor, la intensidad de la radiación se reduce a la mitad de su valor inicial; el espesor correspondiente $X_{\frac{1}{2}}$ se llama capa hemi-reductora, figura 1c.

Es de esperarse que el alcance de las partículas cargadas pesadas, el alcance máximo de la radiación beta y la capa hemi-reductora para la radiación gamma o X, dependan de las energías cinéticas respectivas, así como del tipo del material absorbedor. En el caso de las partículas cargadas pesadas son también importantes las cargas y las masas correspondientes. Las figuras 1a, 1b y 1c muestran los espectros de absorción de las diferentes formas de radiación.

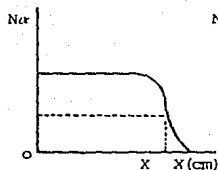


Fig. 1a

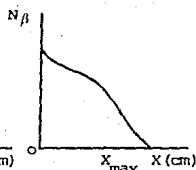


Fig. 1b

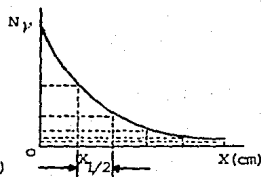


Fig. 1c

Espectros de absorción.

3.8.1 ESPESOR MÁSICO.

Si multiplicamos el espesor lineal de un absorbedor (cm) por la densidad del absorbedor (g/cm^3) obtenemos el valor del espesor pero ya no en unidades lineales de un determinado material, sino en unidades de espesor másico (g/cm^2) de cualquier material. Del mismo modo, si dividimos el coeficiente de absorción lineal de un absorbedor (cm^{-1}) entre la densidad del absorbedor (g/cm^3) obtenemos el valor del coeficiente de absorción pero ya no en el inverso de unidades lineales de un determinado material, sino en el inverso de unidades de espesor másico (cm^2/g) de cualquier material. Así:

$$X \left(\frac{\text{g}}{\text{cm}^2} \right) = X \text{ (cm)} \cdot \left(\frac{\text{g}}{\text{cm}^3} \right)$$

$$\mu \left(\frac{\text{cm}^2}{\text{g}} \right) = \frac{\mu (\text{cm}^{-1})}{\text{g/cm}^3}.$$

3.9 PARTICULAS CARGADAS.

Si consideramos que la interacción de partículas cargadas con los átomos del absorbedor, podemos reconocer que las principales fuerzas involucradas entre las cargas incidentes, los electrones y los núcleos de los átomos, son las electromagnéticas. También pueden entrar en juego fuerzas netamente nucleares, especialmente si las partículas cargadas incidentes son pesadas, pero para la situación que nos interesa de momento no son de importancia debido a la predominancia de las fuerzas eléctricas.

3.9.1 COLISIONES ELASTICAS E INELASTICAS.

Al penetrar las partículas cargadas en la materia sufrirán colisión con los átomos del absorbedor transfiriendo a éstos energía y cantidad de movimiento. Podemos distinguir entre dos tipos de colisiones: a) las elásticas, en las cuales la energía transferida continúa bajo la forma de energía cinética y, por lo tanto, no hay excitación de los átomos, y b) las inelásticas, en las cuales parte de la energía transferida produce excitación del átomo o inclusive ionización. El proceso más común es precisamente el de ionización de los átomos del material absorbedor. En algunas ocasiones también se pueden producir excitaciones del núcleo atómico o reacciones nucleares, pero estos procesos son poco importantes para la situación bajo estudio. En todo caso hay conservación de la cantidad de movimiento en cada colisión para el sistema partí-

cula cargada-átomo; en el caso de colisiones elásticas hay, además, la conser-
vación de la energía cinética.

3.9.2 IONIZACION POR PARTICULAS PESADAS. NEUTRALIZACION.

Si consideramos concretamente el caso de las partículas cargadas pesadas, éstas describirán trayectorias prácticamente rectas dentro de la materia produciendo ionización de los átomos a lo largo de las mismas y perdiendo gradualmente su energía; todas ellas recorren la misma distancia más o menos, si incidieron con la misma energía, hasta que sus velocidades se hacen comparables con las del movimiento térmico del material. Entonces, eventualmente pueden capturar electrones para transformarse en átomos neutros; por ejemplo, los rayos alfa capturan dos electrones para formar átomos de helio.

El poder de penetración y el poder de ionización de las radiaciones están relacionados entre sí, de modo que cuando uno crece el otro decrece y viceversa. En el caso de partículas cargadas pesadas, una medida de su poder de penetración es su alcance. Por otra parte, su poder de ionización se puede medir por medio de la ionización específica que producen en un material dado, por ejemplo en el aire, y que es el número de pares de iones por unidad de longitud, que producen en su trayectoria en tal material. La figura 11 muestra las llamadas curvas de ionización específica o curvas de Bragg, que son las gráficas de ionización específica contra la distancia recorrida por la radiación dentro de un material absorbedor. Para propósitos de comparación, se tienen las curvas de dos grupos monoenergéticos de radiación alfa, correspondientes al ^{212}Bi y al ^{212}Po , con energías de 6.054 MeV y 8.776 MeV y alcances de 4.79 y

8.62 cm en aire, respectivamente. Es natural que las energías de los rayos alfa irán disminuyendo a medida que penetran en el material absorbedor. Las curvas de Bragg indican que la ionización específica para penetraciones pequeñas y, por lo tanto, para energías no muy diferentes de la energía de incidencia, tiene valores ligeramente por debajo de 5×10^3 pares iones/mm y es tanto menor cuanto mayor es la energía. Esto último se puede entender reconociendo que las partículas con más energía son más rápidas, pasan menos tiempo en un centímetro de su trayectoria y, por lo tanto, tienen menor oportunidad de interactuar con los átomos del absorbedor en comparación con las partículas con menor energía. A medida que aumenta la penetración, la energía de las partículas disminuye y su ionización específica aumenta; esto es especialmente notable hacia el final de las curvas donde la ionización específica alcanza valores alrededor de 8 iones/cm, poco antes de que la distancia recorrida sea el alcance; a esas alturas las partículas han perdido prácticamente su energía y pasan un tiempo considerable en un centímetro de su trayectoria, aumentando la probabilidad de interacción con los átomos del absorbedor. La caída final relativamente rápida de las curvas corresponde a la reducción súbita de la ionización específica cuando las partículas cargadas pesadas capturan electrones y se neutralizan.

El poder de penetración mayor para las radiaciones beta y gamma en un material dado, en comparación con el de la radiación alfa, está asociado con el poder de ionización menor de aquéllas, el cual está determinado por sus diferentes modos de interacción con los átomos del material.

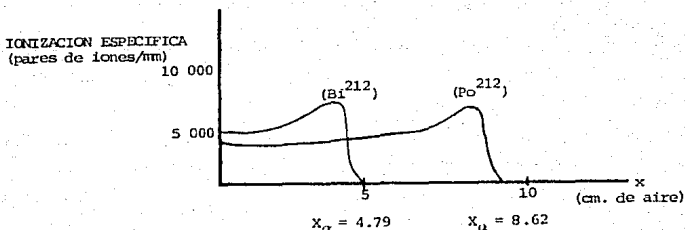


Fig. 11 Curvas de ionización específica.

3.9.3 IONIZACION POR PARTICULAS LIGERAS.

Cuando penetran en un material los electrones y positrones por ser partículas cargadas ligeras, sufren cambios bruscos de dirección y sus trayectorias son muy irregulares; en consecuencia, las distancias que llegan a recorrer en el material son muy variables y solamente es posible definir un alcance máximo. El proceso de ionización sigue siendo el mecanismo principal de

pérdida de energía de la radiación, pero además existen otros que son también importantes y que discutiremos a continuación.

3.9.4 ANIQUILACION DE PARES.

Al hablar de los electrones de alta energía en un material, esos electrones pudieron haber incidido desde el exterior o haber sido producidos por la ionización de átomos; en este caso los electrones pueden alcanzar energías hasta del orden de los MeV, suelen llamarse rayos delta y pueden producir ionizaciones adicionales. Cuando los electrones han perdido mucha de su energía pueden ser capturados por iones positivos para formar átomos neutros. En el caso de los positrones, cuando éstos alcanzan velocidades térmicas pueden ser atraídos por electrones negativos y sufrir el proceso de aniquilación de pares, en el cual ambas partículas se transforman en radiación electromagnética. El caso más común es la formación de dos rayos gamma con energía $m_e c^2 = 0.511$ MeV cada uno.

PAR POSITRON-ELECTRON



ANTES

RAYOS γ DE ANIQUILACION



DESPUES

Fig. 12 Aniquilación de pares.

3.10 RADIACION ELECTROMAGNETICA.

Al incidir la radiación electromagnética sobre los átomos puede haber

interacciones con los electrones y con el núcleo; para una energía del orden de KeV a MeV, las interacciones con los electrones son las predominantes.

CAPITULO III BLINDAJE.

La emisión de radiación alfa, beta y gamma, se efectúa en forma radial, interaccionando con el material que encuentra a su paso depositando en él la energía que lleva y frenándose como se ve a continuación.

A) PARTICULAS ALFA.

Las partículas alfa pueden ser detenidas hasta por una hoja de papel, por lo que en caso de fuentes selladas no representan ningún riesgo, mientras la cápsula que contiene el material radiactivo no pierda su hermeticidad.

B) PARTICULAS BETA.

Las partículas beta tienen un poder de penetración mayor que las alfa; sin embargo, continúa siendo bajo, por ejemplo, bastan 3 mm de espesor de agua para frenar totalmente las partículas beta del criptón-85. Si en lugar de agua se usara un material de mayor densidad y de mayor número atómico efectivo (Z_{ef}), las partículas beta se atenuarían con espesores aún menores, pero el frenado repentino de las partículas, hace que parte de la energía cinética de las beta se transforme en radiación electromagnética conocida como "radiación de frenado" o "Bremsstrahlung", lo cual hace preferible el uso de materiales cuya Z_{ef} sea baja.

Debido al poco poder de penetración de las partículas beta, las medidas de seguridad que han de tomarse durante el manejo de emisores beta puede ser

menor que para emisores gamma.

Los monitores Geiger cuando se usan para detectar betas deberán tener la ventana abierta y la lectura se hace normalmente en cuentas por minuto (cpm), que está en función del número de partículas beta que llegan al detector cada minuto. Esta lectura disminuye drásticamente si se intercala entre la fuente y el detector cualquier sustancia (un trozo de madera, un plástico, etc.), por lo que para el propósito de estas notas, no es necesario ir más allá de los cálculos de alcance máximo de las partículas beta para saber qué espesor de diferentes materiales es suficiente para quedar protegidos de este tipo de radiación. Esto es válido mientras no haya fuga de material radiactivo, ya que si esto sucede, y ocurre una contaminación, ingresando emisores beta al organismo, las partículas causan mayor daño al organismo que la radiación gamma, debido a que disipan toda su energía en zonas muy pequeñas, a las cuales les ocasionan mayor daño que si la disiparen en zonas más grandes. Los casos de ingestión de material radiactivo deberán ser atendidos por médicos especializados quienes tratarían dependiendo de la gravedad del caso, de acelerar la salida del material del cuerpo, por intercambio isotópico, administración de agentes quelante, etc. o si son cantidades pequeñas, podrían determinar que se elimine el material en forma normal, es decir, por el metabolismo propio del cuerpo.

Si la cápsula de material radiactivo no ha perdido su hermeticidad, entonces las medidas de seguridad a tomar para el manejo de emisores beta se reducen prácticamente al uso de blindaje; es decir, materiales (de baja Z_{ef}) que absorban las partículas.

El cálculo de la penetración máxima o el alcance de las partículas beta se pueden hacer mediante el uso de curvas de energía máxima E_{\max} contra el alcance R o mediante el uso de las siguientes fórmulas:

Para $0.01 \leq E \leq 2.5$ Mev

$$R = 412 E^{(1.265 - 0.0954 \ln E)}$$

Para $E \geq 2.5$

$$R = 530E - 106$$

Donde $R =$ Alcance en mg/cm^2

$E =$ Energía máxima de las partículas beta en MeV.

C) RADIACION GAMMA.

La radiación gamma tiene un poder de penetración notablemente mayor que la alfa y la beta y requiere medidas de seguridad amplias. Desde luego, la severidad de éstas dependerán de la actividad de la fuente radiactiva y del uso que se le dé a ésta. Siguiendo el concepto ALARA, la radiación recibida por el personal al trabajar con material radiactivo debe ser tan baja como razonablemente se pueda lograr, lo que implica una buena planeación de las actividades que han de hacerse con la fuente radiactiva, a fin de optimizar la metodología de trabajo para exponerse el menor tiempo y a la mayor distancia posible.

Los factores principales que se deben manejar para protegerse de la radiación son:

tiempo

distancia

blindaje

El tiempo que el personal se exponga a la radiación debe ser el mínimo necesario para efectuar el trabajo planeado en forma y la distancia entre la fuente radiactiva y la persona será la máxima posible, sin que ello dificulte el trabajo, al grado de requerir mucho más tiempo debido a incomodidad para efectuar la maniobra planeada. El blindaje es un material que se utiliza para atenuar la radiación, de manera que la intensidad de ésta no represente un peligro para las personas que estén cerca.

Durante el trabajo normal con material radiactivo, el personal ocupacionalmente expuesto no deberá recibir un equivalente de dosis mayor al límite establecido de 5 rem/año. Si se considera que se trabaja 40 h/semana y 50 semanas por año, se puede decir que en promedio el personal no deberá rebasar el valor de 2.5 mrem por hora hábil. Debido a que los monitores Geiger están calibrados en unidades de rapidez de exposición (X), es conveniente expresar estos valores en las unidades correspondientes. Si se considera que numéricamente la unidad roentgen es aproximadamente igual a rad (en aire) y que para radiación gamma el factor de calidad (Q) es igual a 1, se puede decir sin cometer error muy alto que los trabajadores ocupacionalmente expuestos deberán trabajar de tal modo que la rapidez de exposición a la que estén sometidos no sea mayor de 2.5 mR/h, en la inteligencia de que se trabajan 40 horas a la semana.

La rapidez de exposición (X) varía con la distancia (r) y con el espesor del blindaje (X) existentes entre la fuente radiactiva y el punto de interés.

Cuando se intercala entre la fuente radiactiva y el punto de interés, un material de espesor x que absorba radiaciones, la rapidez de exposición X en dicho punto, será menor que X_0 y se puede estimar, si se conoce el valor de la capa hemi-reductora CHR, del material, para la radiación emitida y el espesor x del blindaje (material absorbedor).

Si

$$n = \frac{\text{espesor del blindaje}}{\text{capa hemi-reductora}} = \frac{x}{\text{CHR}} = N^\circ \text{ de capas hemi-reductoras.}$$

El valor de una capa hemi-reductora, es decir, el valor del espesor necesario para reducir la intensidad de la radiación a la mitad se determina como sigue:

$$X = X_0 e^{-\mu x}$$

Entonces

$$\frac{X}{X_0} = \frac{1}{2} = e^{-\mu x_{1/2}}$$

o

$$\ln \frac{1}{2} = -0.693 = -\mu x_{1/2}$$

de aquí

$$x_{1/2} = \frac{0.693}{\mu}$$

La expresión anterior se puede usar para determinar el número de capas semi-reductoras que se necesitan para reducir la intensidad inicial a cualquier otro nivel deseado.

$$x_{1/2} = \frac{1.38 \mu}{\mu}$$

1) BLINDAJE ALFA.

La emisión alfa puede ser bloqueada por una capa muy delgada de blindaje, por ejemplo una hoja de aluminio de 1/64 de pulgada de grosor, una hoja de papel o por la ropa ordinaria.

La penetración prácticamente despreciable de la radiación alfa se debe a su corto alcance. La energía y alcance de las partículas alfa emitidas en aire seco se listan en la tabla V. Las alfa, por lo tanto, no son un riesgo externo. Sin embargo, los emisores alfa representan el máximo riesgo biológico si penetran en el cuerpo por inhalación, ingestión o a través de una herida abierta.

TABLA V

Emisión de energía y alcances de partículas alfa en aire seco.

RADIOISÓTOPO	EMISION ALFA ENERGIA EN MILLIGRES DE ELECTRO VOLTS (MeV)	EMISION ALFA ALCANCE EN CENTIMETROS
TORIO (^{232}Th)	3.97	2.8
RADIO (^{226}Ra)	4.97	3.3
RADIO TORIO (^{228}Th)	5.41	3.9
RADIO A (^{218}Po)	5.99	4.6
TORIO A (^{216}Po)	6.77	5.6
RADIO C' (^{214}Po)	7.68	6.9
TORIO C' (^{212}Po)	8.78	8.6

2) BLINDAJE BETA.

La partícula beta es mucho más penetrante que las alfa, y por lo tanto, la ropa brinda tan sólo una protección parcial contra ella. La energía máxima promedio de betas de decaimiento de productos de fisión es de 1.2 MeV y éstos son fácilmente blindados por la estructura de la vasija del reactor. Las cubiertas reducirán el nivel de radiación por decaimiento beta de productos de fisión por un factor de 1.8.

Las partículas betas son frenadas por su interacción con los electrones orbitales. Por lo tanto, mientras más denso sea un material y más próximamente empacados estén sus electrones, será más efectivo para detener las partículas beta. Sin embargo, queda por blindar la radiación X (Bremsstrahlung) que es un producto secundario de la interacción de electrones. La cantidad de radiación X producida es directamente proporcional al cuadrado del número atómico del material absorbente. Es, por lo tanto, preferible utilizar como blindaje materiales con números atómicos bajos los cuales son más efectivos en la atenuación de la radiación beta.

El aluminio es un absorbedor estándar de laboratorio para partículas beta. Tiene un número atómico de 13 en comparación con 82 del plomo. La figura 13 muestra la efectividad relativa del aluminio y del plomo para detener partículas beta. Mientras que el plomo es más efectivo, la diferencia en números atómicos (cuadrado) hace preferible al aluminio debido a la menor producción de radiación X.

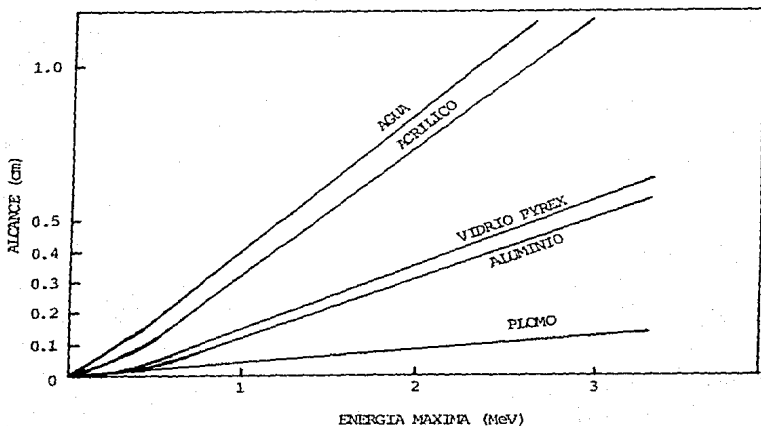


Fig. 13 Relación entre la energía de la radiación beta y su alcance en aluminio y otros materiales.

Las operaciones que involucran emisiones beta pueden ser observadas, cuando sea necesario, a través de materiales de blindaje transparentes, tales como el vidrio o el plástico. La figura 13 es una gráfica que ilustra el espesor de lucita necesario (un plástico) y de cristal pyrex para energías beta específicas y la efectividad relativa de cada uno como blindaje contra partículas beta.

El aire entre la fuente de radiación y el trabajador, puede proporcionar algún grado de blindaje contra partículas beta. Como ya se mencionó, las partí-

culas beta tienen una carga negativa y son repelidas por los electrones en los átomos del aire. Esto ocasiona que se desvíen de su trayectoria, frenándolas. El alcance de las partículas beta en aire es una función de su energía. Algunos alcances de radiación beta están registrados en la tabla VI.

TABLA VI

Alcance de partículas beta en aire seco como función de su energía

Energía máxima (MeV)	Alcance máximo (metros)
0.01	0.0022
0.05	0.037
0.10	0.11
0.50	1.50
1.00	3.70
2.00	8.40
3.00	13.00

3) BLINDAJE PARA RADIACION GAMMA.

La radiación gamma penetra materiales a grandes distancias; esto es, la intensidad de la radiación gamma con una energía promedio de 1 MeV es atenuada a la mitad, al pasar a través de un centímetro de plomo. La protección proporcionada por la ropa es casi despreciable. Más de 300 capas de lana o algodón serían necesarias para reducir la intensidad gamma a la mitad ya que el espesor del material que se requiere para absorber la misma fracción de radiación gamma, es inversamente proporcional a la densidad del material.

La radiación gamma es un producto de la reacción de fisión en el núcleo del reactor nuclear, de la captura radiactiva de neutrones en algunos refrigerantes del reactor, tales como el agua, y de la desintegración de los radioisótopos producidos.

También es un producto secundario de la absorción de neutrones en el blindaje para neutrones. Como ya se vió previamente, los materiales de blindaje del reactor deberán tener propiedades muy buenas para la absorción, tanto de gammas, como de neutrones. En el blindaje de concreto, existe fierro el cual es un buen atenuador de gammas.

El fotón gamma puede interaccionar con un átomo de un material de blindaje en dos formas: puede ser dispersado por los electrones orbitales del átomo ó, menos factible, puede ser absorbido por el núcleo del átomo. Los procesos de interacción de gammas son: (1) el efecto fotoeléctrico, (2) el efecto Compton y (3) la producción de pares. Estos fueron descritos anteriormente. Las probabilidades de estas interacciones son función de la energía gamma (E) y del número atómico del material del blindaje (Z), de acuerdo con las siguientes proporcionalidades:

$$\text{Probabilidades de dispersión Compton} \propto \frac{Z}{E}$$

$$\text{Probabilidad de producción de pares} \propto Z^2(E - 1.02)$$

Los materiales más efectivos para su utilización como blindaje de radiación gamma son aquéllos construídos con elementos que tienen número atómico alto

y alta densidad, por ejemplo: el uranio, torio, plomo, oro, tungsteno, etc. El concreto es un material que también presenta buenas características de blindaje, aunque en menor grado que los elementos mencionados al principio. Sin embargo, el peso y costo de tales metales limitan su uso como blindaje. Por lo tanto, metales de peso medio, menos costosos, tales como el fierro, el plomo y el aluminio son los utilizados.

La probabilidad de que la radiación gamma sea absorbida completamente por el núcleo de los átomos en un blindaje es próxima a cero. El blindaje es, por lo tanto, logrado mediante la reducción de la intensidad de la radiación gamma incidente a través de interacciones de dispersión dentro del blindaje. El espesor de material requerido para reducir la intensidad de la radiación gamma a la mitad es llamado capa hemi-reductora. Capas hemi-reductoras adicionales reducen proporcionalmente la intensidad gamma. Por ejemplo, dos capas hemi-reductoras reducen la intensidad gamma a una cuarta parte y tres capas hemi-reductoras la reducen hasta un octavo, como se estableció matemáticamente en el punto 2.1.3.

4) BLINDAJE PARA NEUTRONES.

El neutrón es capaz de penetrar en varios materiales. Aunque no ioniza directamente en su trayectoria a través de la materia, el neutrón ocasiona ionizaciones secundarias mediante colisiones con núcleos, los cuales liberan partículas ionizantes tales como protones. El neutrón es un agente de radiación en las áreas vecinas a reactores nucleares y aceleradores de partículas. Cuando se se hace blindaje para neutrones, el espesor del blindaje depende de su compo-

ción, de la energía de los neutrones y de la posición del blindaje con respecto a la fuente. Una complicación al blindar contra neutrones es la producción de radiación gamma, la que ocurre en el proceso de absorción del neutrón. También, la reacción de fisión en el reactor nuclear produce radiación gamma además de los neutrones de alta energía. El blindaje contra los neutrones se relaciona con el blindaje contra la radiación gamma, y el material que se emplee para fabricar el blindaje deberá atenuar ambos tipos de radiación.

Los neutrones de un reactor nuclear tienen energías iniciales tan altas como 10 MeV. En general, el neutrón se atenúa y se detiene finalmente por (1) colisión inelástica, (2) colisión elástica y (3) absorción o captura radiactiva.

El neutrón rápido con energías desde 1 hasta 10 MeV interacciona por colisión inelástica con núcleos de peso medio tales como el hierro. El neutrón rápido choca con, y es absorbido por, núcleos de hierro, ocasionando que el núcleo rebote. El núcleo que rebota emite radiación gamma y un neutrón más lento.

El neutrón más lento con energías desde 0.01 hasta 1 MeV interacciona por colisión elástica con núcleos de peso ligero de materiales hidrogenados. El neutrón golpea al núcleo de peso ligero y, se desvía con menos energía o se frena, ocasionando que el núcleo rebote.

El neutrón lento, con energías de menos de 0.01 MeV puede experimentar absorción por un núcleo de boro o captura radiactiva por un núcleo de hidrógeno. Si el neutrón choca con el núcleo de boro, es completamente absorbido por

el núcleo y ocasiona la emisión de una alfa y un núcleo de litio. Si choca con un núcleo de hidrógeno, puede combinarse con él para formar deuterio, emitiendo radiación gamma en el proceso. La reacción de absorción más común es la captura radiactiva donde el neutrón es absorbido y se emite una gamma.

Los neutrones rápidos son débilmente absorbidos por la mayoría de los materiales; entonces, es necesario frenarlos para obtener una absorción más eficiente. Como la máxima transferencia de energía ocurre en colisiones entre partículas de masas iguales, los materiales hidrogenados son los más efectivos para el frenado de los neutrones rápidos. El agua, la parafina y el concreto son ricos en hidrógeno, y así, constituyen un blindaje importante para neutrones. Una vez que los neutrones se han moderado, pueden absorberse en boro o en cadmio; cuando un átomo de boro captura a un neutrón, emite una partícula alfa, pero debido a su alcance extremadamente corto, no existe riesgo adicional (ver la radiación gamma asociada, en el capítulo de cálculo de blindaje para neutrones).

La captura de neutrones por cadmio se traduce en la emisión de radiación gamma, por lo que debe usarse plomo o un absorbedor gamma similar, como blindaje secundario contra estas gammas. Un blindaje completo para una fuente encapsulada de neutrones puede consistir, primeramente, de un espesor de parafina para moderar los neutrones, rodeado con un absorbedor de cadmio para los neutrones moderados; finalmente, se pone una capa exterior de plomo para absorber las gammas producidas en el cadmio y las que emite la cápsula.

El cálculo del blindaje para neutrones es similar en algunos aspectos

al de la radiación X y gamma, pero es considerablemente más complejo.

Como los neutrones rápidos (con más de 10 ev) causan más daño biológico que los lentos y son mucho más difíciles de atenuar, son de mucho interés en problemas de blindaje. Los neutrones provenientes de la mayoría de las fuentes, son neutrones rápidos y la probabilidad de que se capture un neutrón rápido es muy baja para la mayoría de los materiales de blindaje disponibles. Consecuentemente, los neutrones rápidos deberán frenarse o "moderarse" por un material de bajo Z y después capturarse por materiales absorbedores de neutrones térmicos, como boro o cadmio. El proceso de captura puede dar por resultado la emisión de radiación gamma secundaria, de intensidad lo suficientemente alta para requerir blindaje especial.

La filosofía fundamental del blindaje para neutrones es entonces moderar los, capturarlos y blindar nuevamente cualquier radiación secundaria que pudiera producirse.

La fuente más intensa de neutrones es el reactor nuclear. Sin embargo, el blindaje del reactor está fuera del alcance de este estudio, el cual trata con fuentes selladas de neutrones utilizando las reacciones (α, n) y (p, n) .

En el caso de reactores nucleares y de fuentes (p, n) , están presentes inicialmente altas intensidades gamma, así como de neutrones, pero como los materiales más adecuados para el blindaje de neutrones tienen pequeño efecto en la intensidad gamma y viceversa, el blindaje final es a menudo un arreglo compuesto.

Debido a que no existen instrumentos para estimar la dosis en rads o en rems, tanto las normas de protección como los detectores, se basan en el concepto de flujo de neutrones. El término "flujo", tal como se emplea aquí, tiene unidades de neutrones por cm^2 y por segundo. El término técnicamente correcto es "densidad de flujo"; sin embargo, el primero es el que ha tenido más aceptación.

Del factor de calidad y la dosis calculada en rads, puede calcularse el flujo de neutrones de cualquier energía, necesarios para un índice de dosis de, digamos 2.5 m rem/h.

CAPITULO IV PARTE EXPERIMENTAL.

1) Determinación de la capa heni-reductora para varias fuentes gamma-emisoras.

2) Objetivos.

- Determinar los espesores de Al, Cu, Fe y Pb para obtener una reducción del 50% en la intensidad de campo de las fuentes de rayos gamma.

- Calcular el coeficiente de absorción lineal, μ en cm^{-1} para cada absorbedor metálico.

3) Fuentes radiactivas.

^{137}Cs / ^{137}Ba y absorbedores de Al, Cu, Fe y Pb.

^{54}Mn y absorbedores de Fe, Pb.

^{22}Na y absorbedores de Cu, Pb.

4) Equipo.

Tubo detector de centellico Eberline.

Escalador de conteo Eberline, Modelo MS-Z.

Castillo de lucita.

Absorbedores metálicos de Al, Cu, Pb, Fe de espesor perfectamente conocido.

5) Procedimiento

- a) Asegurarse que el voltaje esté al mínimo. Encendido general. Dejar calentar durante 5 minutos.
- b) Establecer las condiciones de operación que indique el instructor. Posición fuente-absorbedor-tubo.
- c) Contar un minuto la actividad por fondo.
- d) Colocar la fuente, sin absorbedor, contar un minuto en tres ocasiones y anotar el promedio de cpm. El promedio corregido por fondo, es I_0 .
- e) Colocar entre la fuente radiactiva y el tubo del detector, placas sucesivas de absorbedor de Al, hasta que la razón de conteo sea reducida a menos de la mitad de I_0 , computando lecturas de un minuto.
- f) Repetir el paso anterior con absorbedor de Cu, Fe.
- g) Repetir el paso e) con absorbedor de Pb y para las demás fuentes usadas.
- h) Construir una gráfica de razón de conteo Vs espesor de absorbedor medido en cm. sobre un papel semilog, para cada fuente.

- i) De esta gráfica seleccionar dos puntos tales que la 1a. lectura de intensidad sea el doble de la 2a. Esta distancia a lo largo del eje de las X entre esos dos puntos representa el espesor heni-reductor.
- j) Con ayuda de la ecuación $I = I_0 e^{-\mu x}$ determinar el valor de μ (cm^{-1}) para cada absorbedor. En donde...

I = Intensidad después de atravesar el espesor x de blindaje.

x = Espesor x de blindaje, en cm.

μ = Coeficiente de atenuación lineal (cm^{-1}) para ese material u-
na energía de los rayos gamma.

6) Resultados.

Capa heni-reductora para aluminio = cm

Coeficiente de absorción lineal para aluminio = cm^{-1}

Capa heni-reductora para cobre = cm

Coeficiente de absorción lineal para cobre = cm^{-1}

Capa heni-reductora para plomo = cm

Coeficiente de absorción lineal para plomo = cm^{-1}

DATOS SOBRE LAS FUENTES RADIACTIVAS GAMMA.

 Cs^{137}

Tiempo de vida media: 30.1 años

Tipo de decaimiento: $\text{Cs}^{137} \longrightarrow \text{B}^- + \text{Ba}^{137\text{m}}$ Emisor: B^- 1.176 Mev máxima, 0.514 Mev máxima $\text{Ba}^{137\text{m}}$ tiempo de vida media: 2.56 minutostipo de decaimiento: Transición Isomérica. Conversión interna e^- . $\text{Ba}^{137\text{m}} \longrightarrow \text{gamma} + \text{Ba}^{137}$ estable.

Modo de producción: producto de fisión.

 Na^{22}

Tiempo de vida media: 2.60 años

Tipo de decaimiento: B^+ Emisor: B^+ 1.820 Mev máxima, 0.545 Mev máximagamma 0.511 Mev, 1.275 Mev (rayos X del $_{10}\text{Ne}^{22}$)Modo de producción: F^{19} (alfa, n) Na^{22} , Mg^{24} (d, alfa) Na^{22}

$^{54}_{25}\text{Mn}$

Tiempo de vida media: 313.2 días

Tipo de decaimiento: captura electrónica (ϵ)

Emisor: gamma 0.835 Mev (rayos X del $^{54}_{24}\text{Cr}$)

Modo de producción: Fe^{56} (d, alfa) Mn^{54} , Cr^{54} (p,n) Mn^{54}

RESULTADOS.

Cs. 137

Símbolo	Z	g/cm^3	espesor másico	grosor cm	capa hemi-rod. g/cm	$X_{1/2}$ cm	cm^{-1}
Fe	26	7.86	0.712	0.085	0.43	0.285	0.243
Al	13	2.7	0.461	0.168	0.173	4.059	0.1707
Cu	29	8.96	0.778	0.86	0.73	2.55	0.271
Pb	82	11.4	1.12	0.105	1.26	0.65	1.066

Mn⁵⁴

Pb	82	11.4	1.12	0.105	0.93	0.65	1.066
Fe	26	7.68	0.712	0.085	0.49	0.28	0.243

Na²²

Cu	29	8.96	0.778	0.086	0.46	2.55	0.65
Pb	82	11.4	1.12	0.105	0.67	0.65	1.066

04
:pm

Cs¹³⁷

10

Al

Fe

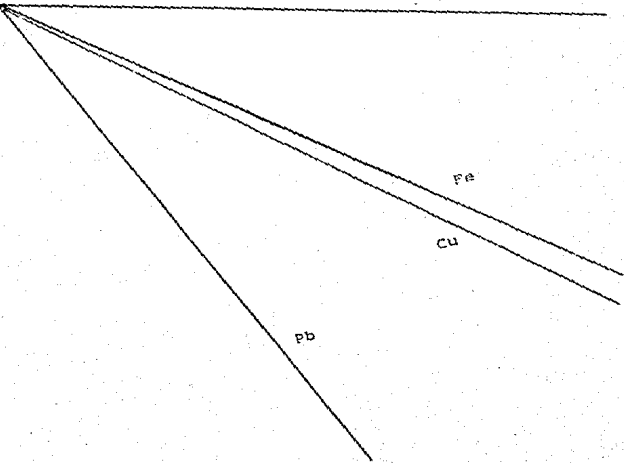
Cu

Pb

10³

cm

0



RESULTADOS.

600 v	1 min	1	fondo	promedio
1.4	Int. E		845,902,877	874

Aluminio

1a. 1	2a. 1	prom.	prom.-fondo	placas	espesor
c.p.m.	c.p.m.	c.p.m.	c.p.m.	No.	cm.
5140	5103	5121	4247	0	0
5083	5133	5108	4230	3	0.504
4967	4833	4900	4026	6	1.008
4773	4716	4744	3870	9	1.512
4525	4461	4493	3619	12	2.016
4250	4249	4250	3376	15	2.52
4082	4066	4074	3200	18	3.024
3860	3710	3785	2910	21	3.528
3556	3569	3562	2688	24	4.032
3337	3326	3330	2456	27	4.536
3089	3092	3090	2216	30	5.04

Hierro

5139	5119	5129	4255	0	0
4690	4612	4651	3777	5	0.425
4322	4207	4264	3390	10	0.85
3700	3732	3716	2842	15	0.275
3273	3218	3245	2370	20	1.70
2874	2791	2832	1958	25	2.125
2557	2506	2531	1657	30	2.529
2146	2164	2155	1280	35	2.933

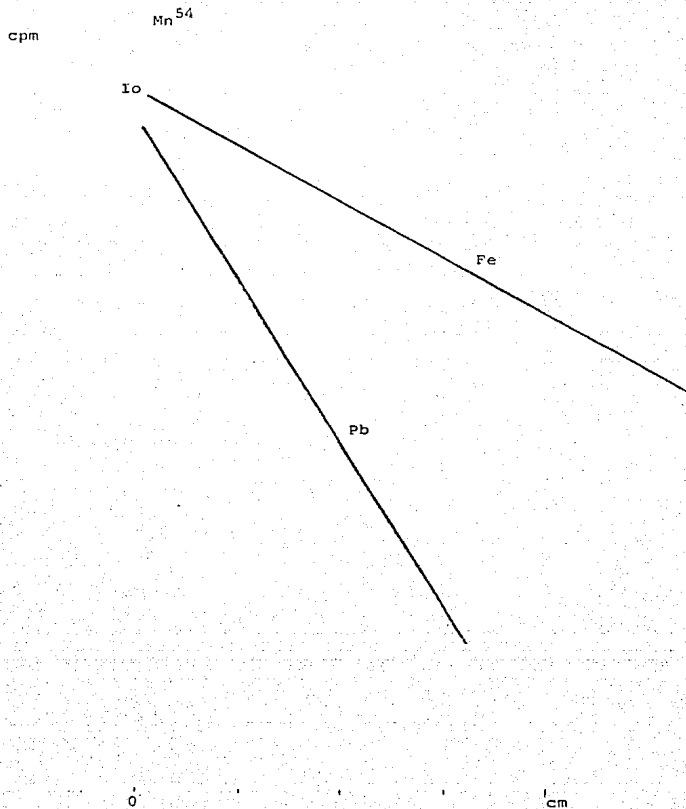
RESULTADOS.

Cobre.

1a. 1	2a. 1	pram.	pram.-fondo	placas	espesor
c.p.m.	c.p.m.	c.p.m.	c.p.m.	No.	cm.
5007	5112	5059	4185	0	0
4623	4567	4595	3721	5	0.43
3934	4083	4008	3134	10	0.86
3575	3492	3533	2659	15	1.29
3014	2975	2994	2120	20	1.72
2644	2630	2637	1763	25	2.15
2263	2246	2254	1380	30	2.58
2090	2073	2081	1207	32	2.752

Plomo.

5074	5053	5063	4189	0	0
4395	4290	4342	3468	2	0.21
3632	3604	3618	2744	4	0.42
3093	2991	3042	2168	6	0.63
2600	2682	2641	1767	8	0.84
2276	2218	2247	1373	10	1.05
1926	1829	1877	1003	12	1.26
1688	1647	1667	793	14	1.47
1378	1425	1401	527	16	1.68



RESULTADOS.

	600 v	1 min	1	fondo	promedio
	1.4	Int. I:		3096	1032
	Plomo		promedio-fondo	placas	Espesor
Mn ⁵⁴	c.p.m.		c.p.m.	No.	cm.
	4003		2971	1	0.105
	3751		2719	2	0.210
	3420		2388	3	0.315
	3204		2172	4	0.420
	3219		2187	5	0.525
	3090		2058	6	0.630
	3004		1972	7	0.735
	2769		1737	8	0.840
	2697		1665	9	0.945
	2461		1429	10	1.05
	2291		1259	11	1.155
	2226		1194	12	1.26
	2159		1127	13	1.365
	2114		1082	14	1.47
	2009		977	15	1.575
	1997		965	16	1.68
	1869		837	17	1.785
	1794		762	18	1.89
	1706		674	19	1.995
	1606		574	20	2.1
	1525		493	21	2.205
Fierro					
	4620		3588	1	0.08
	4477		3445	4	0.425
	4177		3145	5	0.850
	3878		2846	5	1.27
	3598		2566	5	1.70
	3172		2140	5	2.12
	2892		1860	5	2.55
	2854		1822	5	2.97
	2623		1591	1	3.06

cpm

Na²² 10^5

Ic

Cu

 10^4

Pb

cm

0

RESULTADOS.

600 v 1.4		1 min Int. E	1	fondo 3096	promedio 1032
Cobre		promedio-fondo		placas	espesor
Na ²²	c.p.m.	c.p.m.		No.	cm.
	65131	64099		1	0.086
	64643	63611		2	0.172
	62561	61529		3	0.258
	58863	57831		4	0.344
	58635	57603		5	0.43
	56901	55869		6	0.516
	55556	54524		7	0.602
	54037	53005		8	0.688
	52704	51672		9	0.774
	47086	46054		5	1.02
	40899	39867		5	1.63
	35208	34176		5	2.06
	30939	29907		5	2.49
	29251	28219		1	2.58
Plomo					
	51946	50914		1	0.105
	44932	43900		2	0.21
	40335	39303		3	0.315
	36536	35504		4	0.42
	33669	32637		5	0.52
	31067	30035		6	0.63
	27512	26480		7	0.73
	25296	24264		8	0.84
	23477	22445		9	0.94
	20900	19868		10	1.05
	19110	18078		11	1.55
	18049	17017		12	1.26
	16320	15288		13	1.36
	15318	14286		14	1.47
	14384	13352		15	1.57
	13555	12523		16	1.68
	12330	11298		17	1.78

Plomo c.p.m.	promedio-fondo c.p.m.	Placas No.	Espesor cm.
11670	10638	18	1.89
10802	9770	19	1.99
9668	8636	20	2.1
9026	7994	21	2.20

CONCLUSIONES.

El concepto de capa hemi-reductora es fundamental para la atenuación de radiación gamma y para determinar de una manera rápida el espesor necesario para atenuar una fuente radiactiva, ya que por capa hemi-reductora se entiende el espesor necesario de un atenuador para reducir a la mitad el flujo de radiación.

En este trabajo se ha estudiado la forma en que la radiación gamma en particular es atenuada al atravesar espesores de diferentes materiales.

Experimentalmente se ha podido comprobar la aplicación de la ecuación general de atenuación:

$$I = I_0 e^{-\mu x}$$

En donde:

I_0 = Intensidad de radiación inicial a una distancia r sin absorbedor.

I = Intensidad después de atravesar el espesor X de blindaje.

μ = Coeficiente de absorción lineal cm^{-1}

X = Espesor X de blindaje, en cm.

Esta fórmula es aplicable para un haz de radiación gamma colimado.

Por otra parte, se obtuvieron las correspondientes capas hemi-reductoras para los materiales empleados (Pb, Cu, Al y Fe) y se observó la relación que guarda el coeficiente de atenuación lineal y la capa hemi-reductora.

Como la atenuación de radiación está en función del coeficiente de atenuación lineal y éste a su vez depende de la densidad de los materiales, para una misma fuente radiactiva; a mayor densidad del atenuador, menor será el espesor de la capa hemi-reductora empleada.

De los valores obtenidos de las capas hemi-reductoras, se pudo apreciar que comparativamente con los valores reportados en los libros no hubo diferencias significativas; lo cual indica que es factible obtener estos resultados mediante experimentos sencillos de laboratorio.

A N E X O .

ESTADISTICA APLICADA A LA DETECCION RADIATIVA.

El decaimiento radiactivo es un proceso totalmente al azar, esto es, el instante en el cual un núcleo va a decaer es independiente al decaimiento de otros núcleos, y sólo puede ser precisado en términos de probabilidad. Por tanto, los resultados de la detección radiactiva tienen necesariamente una significación estadística, y el número de desintegraciones que con mayor probabilidad puede ocurrir en un tiempo dado se establece de acuerdo a reglas de estadística, habiendo siempre un margen de desviación o error con respecto al valor más probable. O sea que en toda medición radiactiva no obtenemos un número de cuentas exacto e invariable en iguales períodos de tiempo, sino que solamente resulta posible establecer una rapidez de cuentas promedio, que viene a ser un adecuado reflejo del nivel de radiactividad medido. De esta manera, la estadística es utilizada en la estimación de errores debidos a la naturaleza, al azar del decaimiento radiactivo, proporcionando al mismo tiempo los medios para reducirlos al mínimo.

INTERPRETACION DE RESULTADOS.

Si una muestra es contada por una hora y el número de cuentas registrado se divide entre 60, el resultado en cuentas por minuto es el promedio de valores obtenidos 60 veces en un minuto de desintegración. Este resultado es más probable que corresponda con el número de desintegraciones en un minuto dado que si hubiéramos tomado las cuentas sólo en un minuto particular. De modo que

las cuentas por unidad de tiempo deben ser un promedio seguro y bien establecido, para lo cual es necesario obtenerlas durante el período más largo posible, pero tomando en cuenta las condiciones impuestas por el tipo de trabajo que se lleve a cabo, la vida media de los radioisótopos y la actividad de las muestras. De otra manera, las cuentas obtenidas por unidad de tiempo siempre pueden ser resultados relativamente lejanos de las cuentas promedio.

Si son realizadas un gran número de mediciones radiactivas por minuto en una misma muestra, y los resultados se agrupan dentro de intervalos de valores relativamente pequeños, es posible trazar una gráfica de estos intervalos contra el número de lecturas que ha caído en cada uno de ellos. Una gráfica de este tipo nos permite ver el intervalo de valores dentro del cual las cuentas - obtenidas han salido con mayor frecuencia y es llamada un histograma (figura A). Las cuentas por minuto promedio estarán en el intervalo que comprende un mayor número de lecturas. Esto significa que la medición de la radiactividad realizada en cualquier minuto dado es más probable que se ubique con las lecturas en el centro del histograma. Sin embargo es siempre posible, aunque no tan probable, que una lectura particular caiga en cualquier extremo de la gráfica. Así, los valores de ordenada en el diagrama nos están representando la frecuencia con la cual los valores de abscisa son obtenidos y de hecho esta frecuencia es una medida de probabilidad de ocurrencia de los eventos considerados. La curva trazada en el histograma se denomina curva de distribución normal y a partir de ella han sido formuladas varias leyes de distribución de resultados. No obstante, debido a que resulta más sencilla de manejar desde el punto de vista del cálculo matemático, en mediciones radiactivas se utiliza la llamada ley de distribución normal, conocida también como aproximación de Gauss.

DESVIACION DE LAS CUENTAS PROMEDIO.

Según la ley estadística de distribución normal de resultados, son igualmente probables desviaciones en sentido positivo o negativo del valor promedio calculado en un gran número de mediciones, y la ocurrencia de grandes desviaciones de las cuentas promedio (designadas por \bar{X}) es menos probable que aquellas de pequeñas desviaciones. Esto corresponde con la curva normal de distribución, en forma de campana, donde el valor que presenta una mayor probabilidad de ser obtenido corresponde con el promedio aritmético y se encuentra precisamente en el centro de la gráfica. El ancho de la curva normal de distribución es expresado como variancia, de la cual depende el área bajo la curva. La variancia es el promedio de los cuadrados de las desviaciones del valor promedio \bar{X} , y puede ser demostrado que variancia y \bar{X} son iguales. Usaremos el anglicismo desviación estándar para designar a la raíz cuadrada de la variancia que debe resultar igual a la raíz cuadrada de las cuentas promedio \bar{X} , e identificaremos a la desviación estándar por la letra griega σ . En la medida que el valor de \bar{X} aumenta, σ crece también, pero su valor como un porcentaje de \bar{X} disminuye. Si se realiza un gran número de mediciones, la fracción de ellas teniendo una desviación igual o menor a la desviación estándar estará representada en la curva entre los valores de ordenada correspondientes a los de abscisa, $\bar{X} - \sigma$ y $\bar{X} + \sigma$.

Esta área es una fracción igual a 0.683 del área total de la curva. Por tanto, 68.3% de un gran número de medidas estarán comprendidas dentro del intervalo de valores $\bar{X} \pm \sigma$ y 31.7% de lecturas caerá fuera de este intervalo (figura B).

En la práctica, una muestra radiactiva es contada solamente una vez o un número de veces relativamente pequeño que no permite una correcta distribución estadística. Sin embargo, sabemos que en cada medida hecha, existen 68.3% de probabilidades de que difiera del valor del promedio por σ o menos. Hay 95.5% de probabilidades de que difiera por lo menos 2σ o menos y 99.75% de que lo haga por 3σ o menos.

Ahora bien, la raíz cuadrada de un número entero suficientemente grande, es un valor que podemos considerar pequeño en relación al número de modo que tanto como \sqrt{X} resulte pequeño al compararlo con X , será menor el error al suponer que $\sigma = \sqrt{X}$ en vez de $\sigma = \sqrt{X}$. También podemos suponer que al obtener un número de cuentas por minuto igual a X , tendremos aproximadamente 2 oportunidades en 3 de que X caiga dentro del intervalo $\bar{X} \pm \sigma$. Teniendo en cuenta que la raíz cuadrada de un número como fracción de éste es menor mientras el número sea mayor, podemos evaluar el error cometido al suponer que las cuentas promedio estarán dentro del intervalo $X \pm \sqrt{X}$, como el porcentaje del valor de X obtenido en una sola determinación.

Cuentas obtenidas	Desviación estándar	% de error (68.3% de confiabilidad)
X	X	
100	10	10
1000	31.6	3.2
10,000	100	1
100,000	316	0.32
1,000,000	1000	0.1

De modo que si obtenemos 10,000 cuentas, no importa en cuanto tiempo de detección radiactiva, tendremos un error de 1% o menor al suponer a nuestras cuentas y su desviación como el intervalo dentro del cual caería el valor promedio obtenido al hacer un gran número de mediciones, con aproximadamente una probabilidad en 3 de que este porcentaje de error sea excedido. En la misma forma, existe un 90% de probabilidades de que el valor de las cuentas promedio esté comprendido dentro de los límites $X \pm 1.64 \sqrt{X}$ o $\frac{X}{t} \pm \frac{\sqrt{X}}{t}$, donde t es el tiempo para alcanzar un número de cuentas igual a X , que mientras más grande sea, proporcionará un menor porcentaje de error al suponer a las cuentas promedio dentro de estos límites. Similarmente, hay 95.5% de probabilidades de que el valor de las cuentas promedio resulte entre los extremos $\sqrt{X} \pm 2 X$ y 99.7% de probabilidades de que esté comprendido entre $X \pm 3\sqrt{X}$. Por tanto, es posible seleccionar un número de cuentas para conocer el porcentaje de error al suponerlas como el valor promedio, dentro de un grado de confiabilidad también posible de elegir.

Para muestras de baja actividad, la corrección por fondo cobra entonces la máxima importancia. Si C son las cuentas de la muestra más el fondo, y F son las cuentas del fondo solamente, expresadas ambas por unidad de tiempo, las cuentas corregidas por el fondo y su desviación pueden ser escritas:

$$C - F \pm \left(\frac{C}{t_c} + \frac{F}{t_f} \right)^{\frac{1}{2}}$$

donde t_c y t_f son los tiempos en los cuales fueron detectados la muestra y el fondo respectivamente.

El porcentaje de error o desviación estándar relativa sería igual a:

$$\frac{\left(\frac{C}{t_C} + \frac{F}{t_F}\right) \downarrow}{C - F} \times 100$$

porcentaje que se usa como una medida del error estadístico, cuya reducción es el principal problema en la detección de bajas actividades, o sea aquellas actividades comparables al fondo.

Ahora bien, al usar radioisótopos, es muy frecuente la necesidad de sumar, restar, multiplicar o dividir el resultado de nuestras detecciones. En estos casos, cada uno de los números representando las cuentas obtenidas en un tiempo dado de detección radiactiva tienen su propio error estadístico. Al realizar con ellos operaciones aritméticas, los resultados tendrán también su error estadístico, para calcular el cual es necesario seguir las siguientes reglas:

- a) La desviación estándar de la suma o diferencia de 2 números, es igual a la raíz cuadrada de la suma de los cuadrados de las desviaciones estándar de los números. Es decir, la desviación estándar de una suma ó diferencia $(X \pm Y)$ es igual a: $(X \pm Y) \downarrow$. El porcentaje de error estadístico o desviación estándar relativa será igual a:

$$\frac{(X \pm Y) \downarrow}{X \pm Y} \times 100$$

ESTA TESIS NO DEBE
SALIR DE LA BIBLIOTECA

- b) La desviación estándar del producto o cociente de 2 números, es igual al producto o cociente de los números, según el caso, multiplicado por la raíz cuadrada de la suma de los cuadrados de las desviaciones estándar relativas de los números. Es decir, la desviación estándar de un producto XY es igual a:

$$XY \left(\frac{X}{X'} + \frac{Y}{Y'} \right)_{\frac{1}{2}} = XY \left(\frac{1}{X} + \frac{1}{Y} \right)_{\frac{1}{2}}$$

La desviación estándar de un cociente es igual a:

$$\frac{X}{Y} \left(\frac{X}{X'} + \frac{Y}{Y'} \right)_{\frac{1}{2}} = \frac{X}{Y} \left(\frac{1}{X} + \frac{1}{Y} \right)_{\frac{1}{2}}$$

El porcentaje de error estadístico o desviación estándar relativa será igual en ambos casos a:

$$\left(\frac{X}{X'} + \frac{Y}{Y'} \right)_{\frac{1}{2}} \times 100 = \left(\frac{1}{X} + \frac{1}{Y} \right)_{\frac{1}{2}} \times 100$$

Para terminar estas consideraciones sobre la aplicación de las reglas de la estadística al fenómeno de la radiactividad, podemos establecer las 2 conclusiones más simples que deben ser tomadas en cuenta cuando se trata de interpretar las cuentas por unidad de tiempo obtenidas en la detección radiactiva:

- a) La desviación estándar es igual a la raíz cuadrada de las cuentas promedio de un gran número de determinaciones. Pero, debido a que

\sqrt{X} es tanto más pequeño comparado con X , cuanto X sea mayor, podemos suponer que las cuentas promedio estarán dentro de los límites $X \pm \sqrt{X}$, con aproximadamente 1 posibilidad en 3 de que estos límites de error sean excedidos.

- b) Aún cuando estos límites de error sean excedidos, el error como porcentaje de X será tanto más pequeño cuanto X sea mayor. Así, las cuentas obtenidas deben ser tan grandes como resulte practicable (en tiempos de detección relativamente largos y con la única restricción de la vida media del radioisótopo cuya radiactividad se mide) para lograr cuentas por unidad de tiempo tan cercanas a un valor promedio como sea posible. En la práctica, 10,000 cuentas se consideran adecuadas, para introducir un error de 1% en relación al valor promedio, que en los casos más desafortunados pudiera extenderse a 2%, 3% ó 4%.

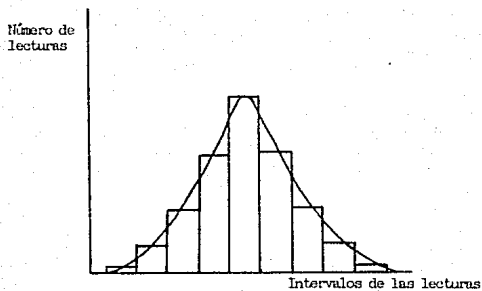


Fig. A -- Histograma.

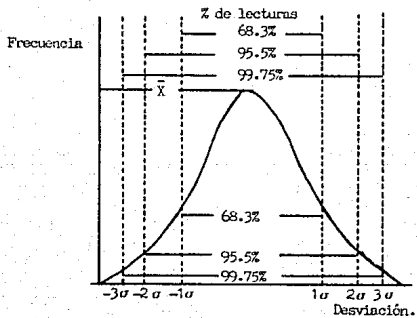


Fig. B -- Curva normal de distribución.

B I B L I O G R A F I A .

Stein J.
Isótopos Radiactivos.
Ed. Alhambra.
1973.

Curso de Protección Radiológica en el Uso de Medidores Industriales
con Fuentes Radiactivas.
Centro Nuclear.
11 al 22 de julio de 1988.
I.N.I.N.

Curso Nuclear Básico.
Volumen 7 (CNB 7).
I.N.I.N.

Working Safety in Gamma Radiography.
Office of Nuclear Regulatory Research.
U.S. Nuclear Regulatory Commission.

Filosofía de la Seguridad Radiológica.
I.N.I.N.

Radiological Health Handbook.
Revised Edition.
January 1970.

Tanarro S.A.
Instrumentación Nuclear.
S.P. Junta de Energía Nuclear.
Madrid.
1970.

Navarrete T.M. y Cabrera N.L.
Introducción al Estudio de Radioisótopos.
Ediciones del Sector Eléctrico.
México, D.F.
1979.

Murray Raymond L.
Introduction to Nuclear Engineering.
Prentice-Hall, Inc.
New York.
1954.